

УДК 534.34; 534.231.1  
MSC2010 76Q05

© Г. Н. Кузнецов, А. Н. Степанов<sup>1</sup>

## Законы ослабления инфразвуковых сигналов от направленных источников в мелком море

В развитие фундаментальной идеи профессора Г. И. Быковцева, предложившего заменить поле сложного пространственно развитого движущегося источника полем эквивалентного мультипольного излучателя, исследуется возможность упрощенного описания законов ослабления инфразвуковых сигналов от этих источников. Применительно к волноводу Пекериса получены аналитические зависимости, характеризующие ослабление сигнала на расстояниях до 100 км и более. Формулы получены для различных типов мультиполей и разных интервалов расстояния до источника. Показано, что эти зависимости дают достаточно точное описание усредненного поля и существенно различаются для горизонтально и вертикально ориентированных мультиполей. Аппроксимирующие соотношения, определяющие законы спада для малых, средних и больших расстояний, учитывают влияние горизонтов приема и излучения, частоты звука, глубины и характеристик дна волновода.

Ключевые слова: *приведенная шумность, мультиполи, законы ослабления регулярной составляющей, влияние горизонтов излучения и приема, влияние расстояния.*

### Введение

Для оценки приведенной шумности реальных источников и пересчета в зону излучения результатов измерения в различных точках величин звукового давления необходимо иметь модель передаточной функции волновода с учетом свойств грунта, глубин излучения и приема и т.д. Решения, описывающие передаточную функцию, используют модовую или лучевую структуру поля в волноводе или же

---

<sup>1</sup>Научный центр волновых исследований Института общей физики имени А. М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38; Самарский государственный университет, 443011, г. Самара, ул. Академика Павлова, 1. Электронная почта: skbmortex@mail.ru, stepanov@samsu.ru

опираются на параболическое приближение. Усредненные аппроксимирующие зависимости ослабления сигналов необходимы для прогнозных расчетов и анализа экспериментальных данных. Основы упрощенных представлений о законах спада величин звукового давления заложены Л. М. Бреховских, который разработал физический и математический базис для аппроксимации поля монополя в волноводе.

## 1. Исходная модель и ее развитие

Л. М. Бреховских в работе [1] предложил способ приближенного аналитического решения дисперсионного уравнения в волноводе Пекериса  $\operatorname{ctg} x = \frac{i}{\tilde{m}x} \sqrt{x^2 - (kh\nu)^2}$ ,  $i$  – мнимая единица,  $\tilde{m} = \rho_1/\rho_0$ ,  $\rho_0$  – плотность среды в волноводе,  $\rho_1$  – плотность среды в подстилающем полупространстве,  $k = \omega/c_0$  – волновое число,  $\omega$  – круговая частота источника звука,  $c_0$  – скорость звука в волноводе,  $h$  – толщина волновода,  $\nu^2 = 1 - \tilde{n}^2$ ,  $\tilde{n} = n_0(1 + i\beta)$ ,  $n_0 = c_0/c_1 < 1$ ,  $c_1$  – скорость звука в полупространстве,  $\beta \geq 0$  – коэффициент поглощения звука в грунте. На основе этого решения Л. М. Бреховских получил приближенные значения корней дисперсионного уравнения  $x_l \approx l\pi h/H$ ,  $l = 1, 2, \dots$ ;  $H = h + m/k\nu_0$  – эффективная толщина волновода Пекериса,  $\nu_0^2 = 1 - n_0^2$ , а также известное выражение для квадрата модуля потенциала монополя в волноводе Пекериса

$$|\psi|^2 = \frac{8\pi}{(kh)^2 kr} \left[ \sum_{l=1}^N p_l^2 e^{-\delta r l^2} + \sum_{l=1}^N \sum_{m \neq l}^N p_l p_m e^{-\delta r(l^2 + m^2)} \cos(\Delta k_{lm}) \right], \quad (1)$$

где  $r$  – горизонтальное расстояние между источником и приемником,  $p_l = \sin(l\frac{\pi z_0}{H}) \sin(l\frac{\pi z}{H})$  – коэффициент возбуждения  $l$ -й нормальной волны,  $z_0$  и  $z$  – глубины источника и приемника соответственно,  $\delta = 2\beta\pi^2 n_0^2 \tilde{m} k / (kH\nu_0)^3$ ,  $\Delta k_{lm}$  – разность между волновыми числами нормальных волн. Л. М. Бреховских выполнено исследование квадрата модуля потенциала в виде суммы  $|\psi|^2 = |\bar{\psi}|^2 + |\tilde{\psi}|^2$ , где  $|\bar{\psi}|^2$  – регулярная составляющая, определяющая средний уровень звукового поля, и  $|\tilde{\psi}|^2$  – интерференционная (осциллирующая) составляющая, определяющая колебания поля около среднего уровня. После усреднения по глубине выражения для регулярной составляющей поля  $|\bar{\psi}|^2$  Л. М. Бреховских получил известное соотношение  $|\bar{\psi}|^2 \sim r^{-3/2}$  (закон "минус три вторых").

Позднее в [2, 3] для монополя в волноводе Пекериса установлено существенное различие законов спада в зависимости от горизонтов излучения  $z_0$  и приема  $z$ . В [4, 5] также для монополя, но для расстояний  $\delta r \geq 1$  обоснована аппроксимация регулярной составляющей модуля потенциала цилиндрическим законом с экспоненциальным затуханием. В [5, 6] подход, разработанный в [2, 4], распространен на мультиполи – точечные направленные источники.

Однако в работах [2]–[6] не выполняется сравнение аппроксимирующих закономерностей с точными решениями и не определены пределы применимости полученных приближенных соотношений. Кроме того, обсуждаемые соотношения могут быть использованы только для монополярного излучателя, в то время как реальные источники в море – различного рода плавучие платформы – обладают

в области низких частот направленностью излучения как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости [7]. Ниже исследуются законы ослабления звукового поля для различных мультипольных источников, разных горизонтов излучения и приема и разных расстояний между источником и точкой наблюдения. С целью уменьшения погрешности на дистанциях до 100 км и более предлагается использовать различные аппроксимации совместно.

## 2. Модель мультипольного источника в волноводе

В качестве модели направленного излучателя используется предложенное Г. И. Быковцевым выражение для потенциала поля точечного мультипольного источника в неограниченном однородном пространстве [8, 9]:

$$\psi_0(R, \theta, \varphi) = \sum_{n=0}^L \sum_{m=-n}^n C_{nm} h_n^{(1)}(kR) P_n^{|m|}(\cos \theta) e^{im\varphi}, \quad (2)$$

где  $R, \theta, \varphi$  – сферическая система координат с центром, совмещенным с излучателем,  $L$  – порядок мультипольности модели,  $C_{nm}$  – комплексные мультипольные моменты,  $h_n^{(1)}$  – сферические функции Бесселя третьего рода порядка  $n$ ,  $P_n^{|m|}$  – присоединенные полиномы Лежандра.

В качестве модели мелкого моря выбран волновод Пекериса, который представляет собой жидкий однородной слой  $\Omega$  толщиной  $h$  с плоскопараллельными границами, расположенный над жидким однородным полупространством, причем верхняя граница слоя  $\Sigma_1$  считается абсолютно мягкой, а нижняя  $\Sigma_2$  – импедансной. В этом случае задача о поле направленного точечного излучателя в слое  $\Omega$  может быть поставлена следующим образом: “Найти функцию  $\psi(M)$ , которая удовлетворяет 1) однородному уравнению Гельмгольца  $\Delta\psi(M) + k^2\psi(M) = 0, M \in \Omega$  всюду в области  $\Omega$ , за исключением, может быть, точки, в которой находится источник; 2) граничному условию первого рода  $\psi(M) = 0, M \in \Sigma_1$  на верхней границе слоя; 3) условию сохранения непрерывности потенциала и его нормальной производной  $[\psi(M)] = 0, [d\psi(M)/dn] = 0, M \in \Sigma_2$  на нижней границе слоя  $\Sigma_2$ ,  $[ ]$  – скачок функции на границе раздела,  $n$  – нормаль к границе”. Поскольку сформулирована однородная задача, ее постановка замыкается предложенным профессором Г. И. Быковцевым [8] предельным краевым условием у мультипольного источника  $\lim_{R \rightarrow 0} R|\psi(R, \theta, \varphi) - \psi_0(R, \theta, \varphi)| = 0$ , которое обеспечивает существование и единственность решения поставленной задачи.

Интегральное представление [8, 10, 11] выражения (2)

$$\psi_0(R, \theta, \varphi) = \frac{i}{k} \sum_{n=0}^L \sum_{m=-n}^n D_{nm} e^{im\varphi} \int_{-\infty}^{\infty} H_m^{(1)}(r\xi) e^{b|z|} P_n^{|m|}(b/ik) \frac{\xi d\xi}{b},$$

где  $D_{nm} = \frac{1}{2} \text{sign}^{n+|m|}(z) C_{nm} e^{i\pi(m-n)/2}$ ,  $H_m^{(1)}$  – функция Ханкеля;  $r = R \sin \theta$  – горизонтальное расстояние,  $b = i\sqrt{k^2 - \xi^2}$ , позволяет записать поле мультипольного

источника в волноводе Пекериса в приближении нормальных волн [11]

$$\psi(R, \theta, \varphi) = \frac{4\pi}{kh} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{n=0}^L \sum_{m=-n}^n A_{nml} H_m^{(1)}(\xi_l r) e^{im\varphi}, \quad (3)$$

где  $A_{nml} = \mu_{nm} D_{nm} x_l \sin \alpha_{l0} \sin \alpha_l P_n^{|m|}(x_l/kh) / (\sin^2 x_l \operatorname{tg} x_l / \tilde{m}^2 + \sin x_l \cos x_l - x_l)$  – коэффициенты возбуждения нормальных волн,  $\mu_{nm} = \exp(i\pi(1 - \chi_{nm})/4)$ ,  $\chi_{nm} = (-1)^{n+|m|}$ ,  $x_l$  – корни дисперсионного уравнения для волновода Пекериса,  $\alpha_{l0} = \frac{\pi}{4}(1 - \chi_{nm}) + x_l z_0/h$ ,  $\alpha_l = x_l z/h$ ,  $\xi_l$  – горизонтальные волновые числа. Это дает возможность по аналогии с соотношением (1) получить выражение для регулярной составляющей потенциала  $|\bar{\psi}|^2$  мультипольного излучателя в виде

$$|\bar{\psi}|^2 = \frac{8\pi}{(kh)^2 kr} \sum_{n=0}^L \sum_{m=-n}^n \sum_{l=1}^N (|C_{nm}| \sin \alpha_{l0} \sin \alpha_l P_n^{|m|}(x_l/kh))^2 \exp(-\delta r l^2),$$

где  $N = \operatorname{int}(kh\nu_0/\pi + 1/2)$  – количество нормальных волн, возбуждаемых источником в рассматриваемом волноводе. Для упрощения анализа представим это выражение в виде  $|\bar{\psi}|^2 = \sum_{n=0}^L \sum_{m=-n}^n |\bar{\psi}_{nm}|^2$ , где

$$|\bar{\psi}_{nm}|^2 = \frac{8\pi |C_{nm}|^2}{(kh)^2 kr} \sum_{l=1}^N (\sin \alpha_{l0} \sin \alpha_l P_n^{|m|}(x_l/kh))^2 \exp(-\delta r l^2)$$

– регулярная составляющая потенциала отдельно взятого мультиполя.

Рассмотрим для различных расстояний и горизонтов излучения и приема поведение регулярных составляющих различных мультиполей, полагая для простоты их мультипольные моменты равными единице  $C_{nm} = 1$ .

**Монопольный источник.** В выражении (2) монополю соответствует слагаемое с  $n = 0$ ,  $m = 0$  и  $P_0^0(x_l/kh) = 1$ . С учетом этого регулярную составляющую потенциала монополя можно записать в виде

$$|\bar{\psi}_{00}|^2 = \frac{2\pi}{(kh)^2 kr} \sum_{l=1}^N \left( 1 + \sum_{j=1}^4 \alpha_j \cos(2la_j) \right) \exp(-\delta r l^2), \quad (4)$$

где числовой вектор  $\bar{\alpha} = (1/2, 1/2, -1, -1)$ , а коэффициенты  $\alpha_j$  зависят от горизонтов излучения и приема:  $\alpha_1 = \pi(z_0 - z)/H$ ,  $\alpha_2 = \pi(z_0 + z)/H$ ,  $\alpha_3 = \pi z_0/H$  и  $\alpha_4 = \pi z/H$ .

Для малых расстояний  $\delta r \ll 1$  в (4) можно пренебречь изменением экспоненциального множителя и считать  $\exp(-\delta r l^2) \approx 1$  для всех номеров  $l$ . В этом случае  $|\bar{\psi}_{00}|^2$  может быть аппроксимирован выражением

$$|\bar{\psi}_{00}|^2 \approx \frac{A_{00}}{r} \left\{ N + \sum_{j=1}^4 \alpha_j \frac{\cos(Na_j + a_j) \sin(Na_j)}{\sin(a_j)} \right\}, \quad (5)$$

где  $A_{00} = 2\pi/k^3 h^2$ . Отметим, что выражение в скобках зависит только от глубин  $z_0$  излучения и  $z$  приема.

Для средних расстояний, когда экспоненциальный множитель в (4) нельзя считать приближенно равным единице, но при этом  $\delta r < 1$ , для  $|\bar{\psi}_{00}|^2$  можно использовать аппроксимацию вида

$$|\bar{\psi}_{00}|^2 \approx \frac{A_{00}}{r^{3/2}} \left\{ 1 + \sum_{j=1}^4 \alpha_j \exp\left(-\frac{a_j^2}{\delta r}\right) \right\}, \quad (6)$$

где  $A_{00} = \pi^{3/2}/k^3 h^2 \delta^{1/2}$ . Видно, что выражение в скобках также определяет зависимость квадрата модуля потенциала от горизонтов излучения и приема, но, кроме того, имеется еще и зависимость от расстояния  $\delta r$ .

Для больших расстояний, когда  $\delta r > 1$  экспоненциальный множитель в (4) быстро убывает по мере роста номеров нормальных волн. Поэтому для оценочных расчетов можно аппроксимировать квадрат модуля потенциала выражением

$$|\bar{\psi}_{00}|^2 \approx \frac{8\pi}{k^3 h^2} \sin^2 \frac{\pi z_0}{H} \sin^2 \frac{\pi z}{H} \frac{e^{-\delta r}}{r}. \quad (7)$$

Выражение (7) соответствует известному, наблюдаемому экспериментально цилиндрическому закону с экспоненциальным затуханием. Влияние глубины расположения излучателя и приемника по-прежнему сохраняется. Чем меньше  $z$  и  $z_0$  или  $H - z$ ,  $H - z_0$ , – тем меньше потенциал и, соответственно, звуковое давление.

Для малых и больших расстояний выполнен анализ точности описания поля с использованием приближенных аппроксимирующих выражений. Предложены критерии, обеспечивающие погрешность аппроксимации не более заданной величины. В частности, показано, что выражение (5) обеспечивает заданную погрешность  $D$  (в дБ) аппроксимации регулярной составляющей, если расстояние  $r$  удовлетворяет условию  $\delta r < 0.23D/N^2$ . Граница применимости аппроксимации (7) находится из соотношения  $\delta r > -\ln((10^{0.1D} - 1)/A)/3$ , где  $A = N(N+1)(2N+1)(3N^2 - 1)/30 - 1$ . Выполнение этих ограничений гарантирует, что погрешность аппроксимаций в любом случае не превысит выбранного значения  $D$ .

**Вертикальный диполь.** В выражении (2) вертикальному диполю соответствует слагаемое с  $n = 1$ ,  $m = 0$  и  $P_1^0(x_l/kh) = x_l/kh = l\pi/kH$ . Поэтому для  $|\bar{\psi}_{10}|^2$  получим

$$|\bar{\psi}_{10}|^2 = \frac{2\pi^3}{(k^2 h H)^2 k r} \sum_{l=1}^N l^2 \left( 1 + \sum_{j=1}^4 \gamma_j \cos(2la_j) \right) \exp(-\delta r l^2), \quad (8)$$

где вектор  $\gamma = (-1/2, -1/2, 1, -1)$ .

Видно, что коэффициенты возбуждения нормальных волн в (8) содержат множитель  $l^2$  и для вертикального диполя нормальные волны с малыми номерами  $l$  имеют коэффициенты возбуждения значительно меньшие, чем нормальные волны с большими номерами  $l$ . Но при этом для больших  $l$  под влиянием множителя  $\exp(-\delta r l^2)$  значительно возрастает затухание мод. Поэтому в ближней зоне, когда множитель  $\exp(-\delta r l^2)$  близок к единице, влияние мод с высокими номерами более существенно, чем мод с низкими номерами. Для малых расстояний ( $\delta r \ll 1$ )

так же, как и в случае монополя, можно пренебречь изменением экспоненциально-го множителя  $\exp(-\delta r l^2) \approx 1$  для всех номеров  $l$ . Тогда выражение для  $|\bar{\psi}_{10}|^2$  заменяется упрощенным соотношением

$$|\bar{\psi}_{10}|^2 \approx \frac{A_{10}}{r} \left\{ \frac{N(N+1)(2N+1)}{6} + \sum_{j=1}^4 \gamma_j \left( \frac{2N^2 a_j^2 - 1}{4a_j^3} \sin Na_j + \frac{1}{2a_j^2} \cos Na_j \right) \right\}, \quad (9)$$

где  $A_{10} = 2\pi^3/k^5 h^2 H^2$ .

Для средних расстояний ( $\delta r < 1$ ) выражение (8) принимает вид

$$|\bar{\psi}_{10}|^2 \approx \frac{A_{10}}{r^{5/2}} \left\{ 1 + \sum_{j=1}^4 \gamma_j \left( 1 - \frac{2a_j^3}{\delta r} \right) \exp\left(-\frac{a_j^2}{\delta r}\right) \right\}, \quad (10)$$

где  $A_{10} = 0.5\pi^{7/2}/k^5 h^2 H^2 \delta^{3/2}$ .

И, наконец, для больших расстояний ( $\delta r > 1$ ) можно получить

$$|\bar{\psi}_{10}|^2 \approx \frac{8\pi^3}{k^5 h^2 H^2} \cos^2 \frac{\pi z_0}{H} \sin^2 \frac{\pi z}{H} \frac{e^{-\delta r}}{r}. \quad (11)$$

Видно, что для  $\delta r > 1$  влияние типа мультиполя уменьшается, и регулярная составляющая поля вертикального диполя спадает так же, как и поле монополя – по цилиндрическому закону с экспоненциальным затуханием. Но коэффициент пропорциональности (амплитуда поля) в выражении, определяющем поле вертикального диполя, в  $\pi^2 l^2/k^2 H^2$  меньше, чем в аналогичном выражении для монополя. Поэтому в дальней зоне сигналы от вертикального диполя должны иметь амплитуду существенно меньшую, чем сигналы, излученные монополем с равной производительностью.

**Горизонтальные диполи.** В выражении (2) горизонтальным диполям соответствуют слагаемые с  $n = 1$  и  $m = \pm 1$ . Взяв для определенности  $m = +1$  и учитывая, что  $P_1^1(u) = \sqrt{1-u^2}$ , выражение регулярной составляющей горизонтального диполя запишем в виде

$$|\bar{\psi}_{11}|^2 = \frac{8\pi}{(kh)^2 kr} \sum_{l=1}^N \sin^2 l \frac{\pi z_0}{H} \sin^2 \frac{\pi z}{H} \left( 1 - l^2 \frac{\pi^2}{k^2 H^2} \right) \exp(-\delta r l^2).$$

Опираясь на стоящий под знаком суммы множитель  $(1 - l^2 \pi^2/k^2 H^2)$  легко показать, что регулярная составляющая поля горизонтальных диполей спадает с расстоянием по законам, близким к законам спадания для монополя. Вновь применяя описанный выше подход, получим для малых расстояний ( $\delta r \ll 1$ ) –

$$|\bar{\psi}_{11}|^2 \approx |\bar{\psi}_{00}|^2 - \frac{2\pi^3}{k^5 h^2 H^2 r} \left\{ A + \sum_{j=1}^4 \alpha_j \frac{(2N^2 a_j^2 - 1) \sin 2Na_j + 2a_j \cos 2Na_j}{4a_j^3} \right\}, \quad (12)$$

где  $A = (2N^3 + 3N^2 + N)/6$ ; для средних расстояний ( $\delta r < 1$ ) –

$$|\bar{\psi}_{11}|^2 \approx |\bar{\psi}_{00}|^2 - \frac{\pi^{7/2}}{2k^5 h^2 H^2 \delta^{3/2} r^{5/2}} \left\{ 1 + \sum_{j=1}^4 \alpha_j \left( 1 - \frac{2a_j^2}{\delta r} \right) \exp\left(-\frac{a_j^2}{\delta r}\right) \right\}; \quad (13)$$

и для больших расстояний ( $\delta r > 1$ ) –

$$|\bar{\psi}_{11}|^2 \approx |\bar{\psi}_{00}|^2 - \frac{8\pi^3}{k^5 h^2 H^2} \sin^2 \frac{\pi z_0}{H} \sin^2 \frac{\pi z}{H} \frac{e^{-\delta r}}{r}. \quad (14)$$

Отсюда видно, что в дальней зоне для горизонтального диполя также наблюдается цилиндрический закон спада с экспоненциальным затуханием мод.

### 3. Сравнение точных и аппроксимирующих зависимостей модуля потенциала от расстояния

Рассмотрим результаты численных экспериментов, полученных при следующих условиях:  $c_0=1500$  м/сек,  $h=200$  м, параметры дна волновода  $n_0=0.83$ ,  $m=2.7$ ,  $\beta=0.1$ , частота источника 20 Гц. По оси ординат при анализе регулярной составляющей поля монополя отложена величина  $\Psi = 20 \lg (|\bar{\psi}_{00}(r)| / |\bar{\psi}_{00}(r_0)|)$  в дБ, где  $r_0$  – некоторое начальное расстояние. Для аппроксимаций регулярной составляющей, а также для других мультиполей по этой оси откладываются соответствующие аналоги величины  $\Psi$ .

На рис. 1 изображена вычисленная по формуле (4) регулярная составляющая потенциала монополя (кривая 1) и ее аппроксимация (кривая 2), основанная на выражении полученном в [3]. Источник находится на глубине  $z_0=5$  м, а приемник – на глубине  $z=100$  м. Расчеты выполнены для расстояний от 200 м до 100 км. Справа вверху в более крупном масштабе приведены начальные участки графиков для расстояний от 200 м до 4 км. На этом же рисунке штриховой кривой 3 представлена аппроксимация регулярной составляющей монополя выражением (6). Обе аппроксимации практически сливаются на участке от  $r=200$  м до 15 км. Аппроксимация (6) согласуется с точной зависимостью регулярной составляющей до расстояния примерно 45–50 км.

На рис. 2 приведены примеры зависимостей регулярной составляющей и ее аппроксимаций для описанного выше волновода и разных горизонтов излучения и приема. Сплошными кривыми 1а, 1б и 1в представлены графики, рассчитанные с использованием соотношения (4). Пунктирные кривые 2а, 2б и 2в соответствуют аппроксимации выражением (6). Штриховыми кривыми показаны аппроксимации, вычисленные по формулам, приведенным в [2]. При этом выражению  $|\bar{\psi}|^2 \sim r^{-3/2}$  соответствует кривая 3а, выражению  $|\bar{\psi}|^2 \sim r^{-5/2}$  – кривая 3б и выражению  $|\bar{\psi}|^2 \sim r^{-7/2}$  – кривая 3в. Графики 1а, 2а и 3а получены для источника, находящегося на глубине  $z_0=125$  м, и приемника, находящегося на глубине  $z=128$  м, что соответствует середине эффективной толщины волновода  $z_0 \approx H/2, z \approx H/2$ . Графики 1б, 2б и 3б получены для источника при  $z_0 = 5$  м и приемника при  $z=128$  м, что соответствует условию  $z_0 \ll H/2, z \approx H/2$ . Графики 1в, 2в и 3в получены для источника при  $z_0=5$  м, и приемника при  $z=6$  м, что соответствует условию  $z_0, z \ll H/2$ . Видно, что известные законы спада [2, 3], как и аппроксимация (6), в зоне средних расстояний удовлетворительно описывают регулярную составляющую. Из выражения (7) следует, что эти законы для различных горизонтов излучения и приема сохраняются и при  $\delta r > 1$ .

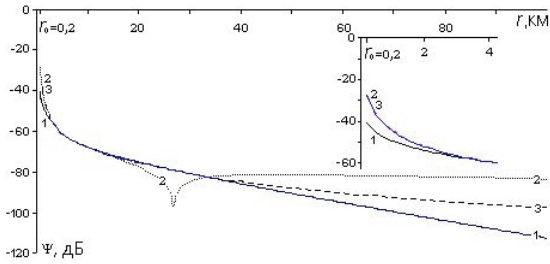


Рис. 1. Регулярная составляющая модуля потенциала монополя и различные ее аппроксимации

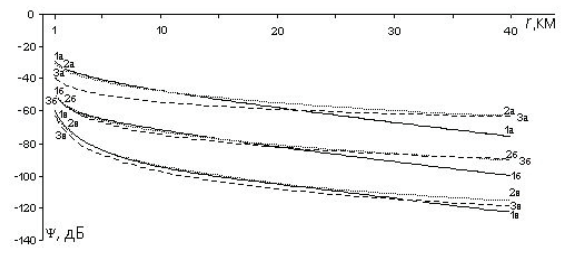


Рис. 2. Регулярная составляющая модуля потенциала монополя и их аппроксимации для различных горизонтов излучения и приема

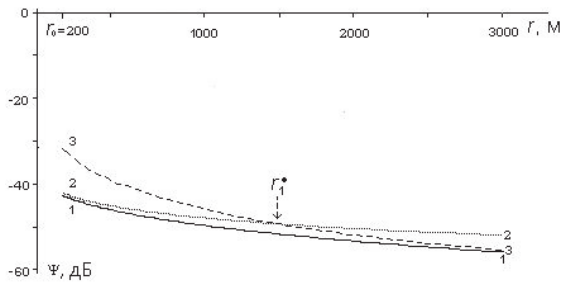


Рис. 3. Регулярная составляющая модуля потенциала монополя и ее аппроксимации в ближней зоне

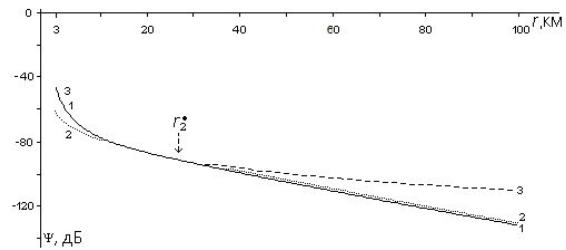


Рис. 4. Регулярная составляющая модуля потенциала монополя и ее аппроксимации в дальней зоне

На рис. 3 представлены регулярная составляющая модуля потенциала монополя – сплошная кривая 1 и ее аппроксимации выражением (5) – пунктирная кривая 2, а также аппроксимация выражением (6) – штриховая кривая 3. Представленные графики рассчитаны для излучателя, находящегося на глубине  $z_0=5$  м, и приемника, находящегося на глубине  $z=100$  м. Расстояния изменялись от  $r_0=200$  м до 3000 м. Видно, что существует некоторое расстояние  $r_1^*$ , на котором указанные погрешности становятся равными. Для данного случая это расстояние равно примерно  $r_1^* \approx 1500$  м.

На рис. 4 представлены регулярная составляющая потенциала монополя – сплошная кривая 1 и ее аппроксимации выражением (10) – штриховая кривая 3, а также аппроксимация выражением (7) – пунктирная кривая 2, рассчитанные для тех же самых условий, что и выше, но для расстояний от 3 до 100 км. Вновь можно найти расстояние  $r_2^*$ , на котором погрешности аппроксимаций становятся равными. Это расстояние определяется из минимума абсолютной величины разности между аппроксимациями (6) и (7).

На рис. 5 в качестве примера приведены результаты расчета поля монополющего излучателя в описанных выше условиях на расстояниях от 200 метров до 100 км. Источник расположен на глубине  $z_0=5$  м, а приемник – на глубине  $z=120$  м. На этом рисунке кривая 1 – модуль потенциала монополя  $|\psi_{00}|$  с учетом интерферен-



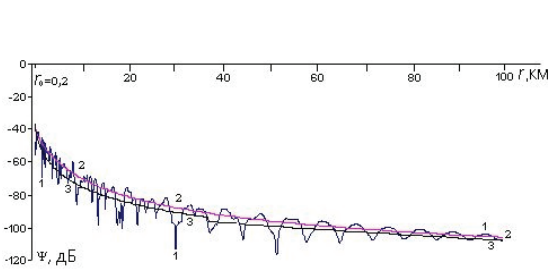


Рис. 5. Зависимости от расстояния интерференционной, регулярной составляющих модуля потенциала монополя и аппроксимации регулярной составляющей

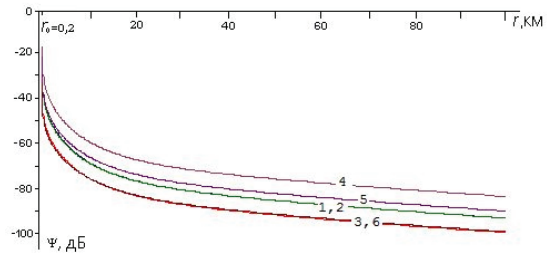


Рис. 6. Регулярные составляющие модуля потенциала различных типов мультиполей

ции мод; кривая 2 – регулярная составляющая потенциала  $|\bar{\psi}_{00}|$ , вычисленная при энергетическом сложении мод; кривая 3 – результат объединенной аппроксимации регулярной составляющей последовательно соотношениями (5), (6) и (7). Отклонение аппроксимирующей кривой от точной зависимости регулярной составляющей вдоль трассы не превышает 1.5–3 дБ.

Аналогичным образом ведут себя рассматриваемые аппроксимации и для других условий расчетов, в том числе для диполей и квадруполей. Из этого следует, что в диапазоне расстояний от  $r \sim h$  до  $r_1^*$  для аппроксимации регулярной составляющей модуля потенциала рекомендуется использовать соотношения (5, 9 и 12), на расстояниях  $r_1^* < r < r_2^*$  – соотношения (6, 10 и 13), а на расстояниях свыше  $r_2^*$  – соотношения (7, 11 и 14).

На рис. 6 показаны полученные в тех же условиях, что и для рис. 5, зависимости от расстояния регулярных составляющих полей: монополя и горизонтального диполя (кривые 1, 2), вертикального диполя и квадруполя с двумя параллельными вертикальными осями (кривые 3, 6), двух типов квадруполей с перпендикулярными осями, ориентированными горизонтально (кривые 4 и 5).

## Выводы

Выполнен анализ законов ослабления сигналов в волноводе Пекериса для предложенной Г. И. Быковцевым мультипольной модели направленного источника при увеличении горизонтального расстояния между приемником и излучателем. Установлено, что при возбуждении поля мультиполями различного порядка уровни сигнала от вертикальных диполей и квадруполей убывают существенно быстрее, чем у других мультиполей. Это позволяет при анализе характеристик направленности шумоизлучения реальных источников в дальней зоне пренебрегать направленностью в вертикальной плоскости. Показано, что наблюдается существенная зависимость законов спада звукового поля от горизонтов излучения и приема. Для волновода Пекериса при последовательном использовании на различных участках

различающихся аппроксимаций можно рассчитать величины среднего уровня поля звукового давления на дистанции до 100 км и более с погрешностью не более 3 дБ. Установлены пределы применимости аппроксимирующих зависимостей на малых и больших расстояниях.

В дальней зоне для всех мультиполей формируется цилиндрический закон спада с экспоненциальным затуханием. Но коэффициенты, стоящие перед экспонентой и под знаком экспоненты, существенно зависят от типа мультиполя, глубины волновода, частоты звука, характеристик грунта и т.д. На основе полученных для дальней зоны аппроксимаций и выполненных расчетов доказано, что законы спада в дальней зоне существенно зависят от горизонтов излучения и приема.

Полученные результаты нуждаются в дополнительном исследовании с учетом неоднородностей волновода: вертикального профиля скорости звука, наклона дна и т.д.

## Список литературы

- [1] Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Изд-во АН СССР, Москва, 1957.
- [2] Г. А. Грачев, “Особенности затухания сигналов в мелком море”, *Акуст. журн.*, **29**:2 (1983), 275–277.
- [3] И. В. Гиндлер, В. Г. Петников, “Затухание звука в многолучевом волноводе при различных горизонтах излучения и приёма”, *Акуст. журн.*, **33**:2 (1987), 355–356.
- [4] А. Н. Степанов, “О некоторых особенностях затухания сигналов в мелком море”, *Акуст. журн.*, **42**:3 (1996), 446–447.
- [5] А. Н. Степанов, “О затухании сигналов направленных излучателей в мелком море”, *Акуст. журн.*, **42**:4 (1996), 583–584.
- [6] Г. Н. Кузнецов, А. Н. Степанов, “Зависимость звукового поля мультипольного излучателя от расстояния в волноводе”, *XI школа-семинар акад. Л. М. Бреховских “Акустика океана”. XVII сессия РАО.*, 2006, 110–114.
- [7] Роберт Дж. Урик, *Основы гидроакустики*, Судостроение, Ленинград, 1978.
- [8] Г. И. Быковцев, Г. Н. Кузнецов, А. Н. Степанов, “Акустическое поле направленного источника в океанических волноводах”, *ДАН СССР*, **280**:1 (1985), 57–59.
- [9] Г. И. Быковцев, Г. Н. Кузнецов, А. Н. Степанов, “Гидроакустический источник с направленным излучением в мелком море”, *Научно-технический сборник “Вопросы судостроения” серия Акустика*, **18** (1984), 86–89.
- [10] А. Н. Степанов, *Мультипольная модель гидроакустических источников*, Самарский университет, Самара, 2000.
- [11] Г. Н. Кузнецов, А. Н. Степанов, “Поле эквивалентного мультипольного составного излучателя в волноводе”, *Акуст. журн.*, **53**:3 (2007), 377–385.

*Kuznetsov G. N., Stepanov A. N.* Laws of weakening infrasonic signals from the directed sources in the shallow sea. Far Eastern Mathematical Journal. 2013. V. 13. № 1. P. 61–71.

#### ABSTRACT

In the development of the fundamental idea of the professor G. I. Bykovtsev, who proposed to replace the field of the complex three-dimensional spatially developed moving source with the field of equivalent multipole emitter, the possibility of the simplified description of the laws of attenuation of the infrasonic signals from these sources is investigated. In connection with Pekeris's waveguide we obtain the analytical dependences, which characterize the attenuation of the signal at the distances up to 100 km and more. Formulas are obtained for different types of multipoles and different distance intervals to the source. It is shown that these dependences give the sufficiently precise description of the averaged field and differ essentially for the horizontally and vertically oriented multipoles. The approximating relationships, which determine decay laws for the small, medium and great distances considering the influence of the horizons of detection and emission, sound frequency, depth and characteristics of the bottom of waveguide.

*Key words: the given noisiness, multipoles, the laws of attenuation of the regular component, the influence of the horizons of emission and detection, the influence of distance.*